

用 FDTD 法计算架设在有损地面上 高频段单极天线辐射特性

邓维波, 刘永坦

(哈尔滨工业大学电子与通信工程系, 黑龙江哈尔滨 150001)

摘要: 在高频波段(2~30MHz), 由于天线架设在环境复杂中, 计算其辐射特性和电磁波传播特性非常困难, 少有文献对此进行分析。随着高频技术的发展, 这一现实问题迫切需要解决。本文用时域有限差分法(Finite Difference Time Domain)对这类问题进行了分析计算。文章计算了架设在有损地面上的单极天线辐射特性, 并分析了架设海岸边的单极天线辐射的电磁波经过一段有损陆地后, 其远区电磁场随陆地距离的变化特性。在计算中引入了表面阻抗法概念, 使计算量和存储空间大为降低。

关键词: 时域有限差分; 表面阻抗; 高频天线; 高频电磁波

中图分类号: TN821 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112(2002)03-0425-03

Radiant Characteristics of HF Monopole Antenna Located on Lossy Ground Computed by FDTD Method

DENG Wei-bo, LIU Yong-tan

(Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

Abstract: For high frequency electromagnetic wave(2~30MHz), it is very difficult to calculate radiant and transmittal characteristics of antenna located in complex environment. With the development of high frequency technology, the problems need to be solved imminently. In this paper, finite difference time domain method is used to calculate this problem. First the radiant characteristics of the monopole located on lossy ground are calculated. Then the characteristics of the electromagnetic wave transmitted by antenna located near coast passing a section of lossy ground are analyzed, and the characteristics of far electromagnetic strength related to the length of lossy ground are given. The surface impedance is used in this paper, that reduces calculation amount and memory space to a very marked degree.

Key words: finite difference time domain; surface impedance; high frequency antenna; high frequency electromagnetic wave

1 引言

由 Yee 提出的时域有限差分法^[1], 在天线辐射问题的研究中已得到了较广泛的应用, 如微带天线、线天线等。但目前所涉及的问题仅限于其架设在无限或有限导体平面上^[2]。在高频波段, 天线一般都架设在有损地面上, 架设时为减少电磁波能量的损耗, 天线根部铺设有限的导体平面。为使天线的性能达到设计指标, 且地网的设计经济、合理, 设计时需要考虑导体平面的尺寸。

如将天线架设在海岸边, 由于海水对高频电磁波(2~30MHz)可等效为良导体, 使电磁波传播的距离更远, 可实现超视距通讯。但由于种种原因, 架设时天线及辅助地网与海水要保持相当的距离, 而这段距离往往是有损耗的, 它会引起电磁波特性的变化。由于边界条件复杂, 用其他方法很难对此问题进行分析。

本文利用 FDTD 法, 首先计算了架设在有损地面上的单

极天线的输入阻抗特性, 然后分析了在天线根部铺设不同尺寸导体平面时, 天线输入阻抗的变化, 为最佳尺寸的地网设计提供了理论根据。最后, 计算了架设在海岸边的天线距海水不同距离时, 远区电磁场的变化特性。由于存在不同介质的界面, 用 FDTD 法计算这类问题比自由空间的计算量大大增加。为减少计算量, 本文引入了表面阻抗的概念。这种概念最早是由 Maloney^[3]和 Beggs^[4]引入 FDTD 中, 用于计算物体的反射和散射, 减少了计算量。

2 理论分析

2.1 表面阻抗法概念

对于架设在介质平面上的单极天线, 计算其辐射特性时需考虑介质面的存在。设 λ_0 为自由空间的波长, 用 FDTD 法计算天线特性时, 为保证计算精度, 要求网格空间 $\Delta S < \lambda/10$ 。对有耗介质, 其内部电磁波的波长 $\lambda < \lambda_0$, 所以计算有耗介质

中电磁波传播特性时,需要减少网格空间尺寸,这样势必增加了计算量和存储空间.为解决这个问题,本文采用表面阻抗法计算天线的辐射特性.

对于介质,其频域的表面阻抗可以表达如下:

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon + \sigma/\omega}} \quad (1)$$

在高频波段,由于 $\sigma/\omega\epsilon \gg 1$, 所以

$$Z(\omega) \approx \sqrt{j\omega\mu_0/\sigma} \quad (2)$$

由电磁场理论可知,在介质分界面上切向电场可通过该点的磁场值获得

$$E_x(\omega) = \frac{Z_s(\omega)}{j\omega} [j\omega(n \times H_y(\omega))] \quad (3)$$

2.2 表面阻抗法在 FDTD 中的应用

由于 FDTD 是在时域进行计算的,需将式(3)转为时域表达式,通过变换可得下式^[5]:

$$E_x(t) = Z(t) * \frac{\partial}{\partial t} (n \times H_y(t)) \quad (4)$$

* 表示 $Z_s(t)$ 与 $H_y(t)$ 的卷积, $Z_s(t)$ 为时域表面阻抗

为使式(4)能用于 FDTD 的计算中,必须将其离散化.设在 Δt 时间范围内 $H_y(t)$ 为常数,则式(4)离散化后变为

$$E_x^n(i, j+1/2, k_0) = \sqrt{\mu_0 \Delta t / \pi \sigma} \cdot [\sum_{m=0}^{n-1} Z_0(m) \frac{H_y^{n-m+1/2}(i, j+1/2, k_0) - H_y^{n-m-1/2}(i, j+1/2, k_0)}{\Delta t}] \quad (5)$$

式中 $Z_0(m) = \int_m^{m+1} \frac{1}{\sqrt{\alpha}} d\alpha \quad (6)$

在 FDTD 计算中,切向磁场值可通过该点的前一个时间步的磁场值和前半个时间步的周围电场值获得,即

$$\begin{aligned} & H_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) \\ &= dH_y^{n-1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) + b_1 [E_x^n(i, j+1/2, k_0+1) \\ &\quad - E_x^n(i, j+1/2, k_0) + b_2 f - E_z^n(i, j+1, k_0+1/2) \\ &\quad + E_z^n(i, j, k_0+1/2)] \end{aligned} \quad (7)$$

其中 a, b_1 和 b_2 为常数.由于网格尺寸非常小,故有

$$H_y^n(i, j+1/2, k_0) \approx H_y^n(i, j+1/2, k_0+1/2) \quad (8)$$

将式(7)和(8)代入式(5),可得

$$\begin{aligned} & H_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) \\ &= \frac{a + Z_0(0) Z_1 b_1}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} H_y^{n-1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) + \frac{b_1}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} \\ &\quad \cdot E_x^n(i, j+1/2, k_0+1) + \frac{b_2}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} [- E_z^n(i, j+1, k_0+1/2) \\ &\quad + E_z^n(i, j, k_0+1/2)] - \frac{Z_1}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} \sum_{m=1}^{n-1} Z_0(m) [H_y^{n-m+1/2} \\ &\quad \cdot (i, j+1/2, k_0+1/2) - H_y^{n-m-1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2)] \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $Z_1 = \sqrt{\mu_0 \Delta t / \pi \sigma} \quad (10)$

由式(9)可知,计算第 $n+1/2$ 时间步的值,需存储该点第 $n+1/2$ 步之前的所有磁场值.为减少存储空间,应用 Prony 法^[6]将 $Z_0(m)$ 展开为指数和的形式

$$Z_0(m) = \sum_{i=1}^N c_i e^{m a_i} \quad (11)$$

设 $F_i^n = \sum_{m=1}^{n-1} c_i e^{m a_i} [H_y^{n-m+1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) - H_y^{n-m-1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2)]$

$$(i, j+1/2, k_0+1/2)]$$

这样由第 $n-1$ 个时间步可递推出第 n 个时间步的值

$$F_i^n = c_i e^{a_i} [H_y^{n-1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) - H_y^{n-3/2}(i, j+1/2, k_0+1/2)] + e^{a_i} F_i^{n-1} \quad (12)$$

将式(12)带入式(9)可得

$$\begin{aligned} & H_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) \\ &= \frac{a + Z_0(0) Z_1 b_1}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} H_y^{n-1/2}(i, j+1/2, k_0+1/2) + \frac{b_1}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} \\ &\quad \cdot E_x^n(i, j+1/2, k_0+1) + \frac{b_2}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} [- E_z^n(i, j+1, k_0+1/2) \\ &\quad + E_z^n(i, j, k_0+1/2)] - \frac{Z_1}{1 + Z_0(0) Z_1 b_1} \sum_{i=1}^N F_i^n \end{aligned} \quad (13)$$

由式(13)可以看出,存储空间由原来的 n_{max} 减少到 N 个 (n_{max} 最大时间步, N 为式(11)因子个数,一般为 10).

2.3 天线辐射特性的计算

2.3.1 输入阻抗的计算 设单极天线架设在介质平面上,所采用的馈电方式为周围电源馈电方式如图 1 所示.

这里 $E_y(i, j+1, k) = -E_y(i, j, k) = 2 V_i(t) / \Delta y \ln(\Delta y / r)$ (14)

$$E_x(i+1, j, k) = -E_x(i, j, k) = 2 V_i(t) / \Delta x \ln(\Delta x / r) \quad (15)$$

$$V_i(t) = V_0 \exp(-t^2 / 2\tau) \quad (16)$$

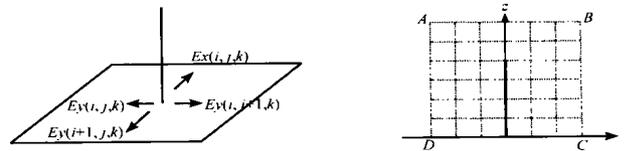


图 1 周围电源馈电方式示意图 图 2 FDTD 法网格示意图

式中 r 为天线的半径.由于天线及架设环境是旋转对称,可在二维空间进行计算.图 2 中的网格区域为辐射场, $ABCD$ 为吸收边界条件. $z > 0$ 为自由空间, $z < 0$ 为有耗介质.在 FDTD 法中应用表面阻抗法,不需要求解界面上的切向电场,只需按式(13)计算距离介质表面 $\Delta z/2$ 磁场切向分量,其它各点的电磁场均按经典 FDTD 法计算.天线的输入阻抗利用下式计算

$$Z_{in} = V_i(\omega) / I_{in}(\omega) \quad (17)$$

2.3.2 天线的辐射特性 在短波段,单极天线架设时往往在其根部铺设有限的地网,以增加天线的辐射效率.对于短波段的单极垂直极化天线,它的传播特性受地面传播路径特性的影响.如果其前端传播路径为良导体,其传播距离远远大于介质传播路径.利用短波段电磁波的这种特性,如将短波段垂直极化天线架设在海边,可实现短波段电磁波远距离的传播.

但是,由于种种原因,垂直极化天线和地网,不宜距离海水太近,要与海水保持一定的距离.这段距离往往为有耗介质,它会引电磁波的衰减,影响电磁波传播的距离.设计天线时需要知道不同距离所引起的衰减,以保证达到设计要求.假设有耗介质陆地和海水为圆

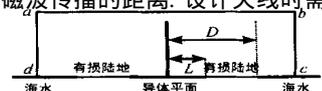


图 3 天线架设环境示意图

维 FDTD 法计算这段距离所引起的衰减。在短波段海水可以认为是良导体, 边界问题按良导体边界条件处理。

计算时, 首先利用 FDTD 法计算出 $abcd$ 边界面上的电场和磁场, 然后, 通过近场到远场的转换, 求解出远场的场强。

3 计算结果

3.1 单极天线的输入阻抗

由于架设在有损地面上的单极天线是轴对称的, 所以可以采用二维 FDTD 法计算天线的辐射特性。取单极天线的高度分别为 9.375m, 18.75m, 天线半径分别为 0.10m, 0.21m, 表 1 给出了天线架设在不同有损地面上时, 天线的输入阻抗。

表 1 不同介质平面上单极天线的输入阻抗

频率/(MHz)	$\epsilon=4$	$\sigma=2e^{-3}$	$\epsilon=30$	$\sigma=3e^{-3}$	$\epsilon=80$	$\sigma=1e^{-3}$	$\epsilon=70$	$\sigma=5$
4.0	93.0	$+j52.9$	70.4	$+j47.2$	60.7	$+j43.8$	46.9	$+j38.3$
8.0	109.1	$+j50.4$	73.3	$+j44$	62.5	$+j40.7$	49.7	$+j35.9$

4MHz 对应的天线高度为 18.75m, 半径为 0.21m, 8MHz 对应的天线高度为 9.375m, 半径为 0.10m。为减少发射功率的损耗, 往往在有耗介质平面上放置有限的导体平面替代无限大导体平面, 以提高天线的发射效率。附图 4 给出了在介电常数 $\epsilon=4$, 电导率 $\sigma=2e^{-3}$ 的介质平面上, 放置不同尺寸导体圆盘上天线的辐射阻抗。

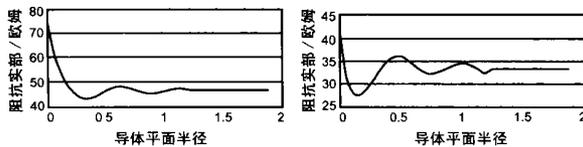


图 4 (a) $\lambda/4$ 单极天线输入阻抗实部随导体平面尺寸 (L/λ) 的变化; (b) $\lambda/4$ 单极天线输入阻抗虚部随导体平面尺寸 (L/λ) 的变化

3.2 单极天线传播特性

将四分之一波长的单极天线架设在如图 3 所示的地面上, 在天线与海水距离固定的情况下 ($D=12.5\lambda$), 改变导体平面的尺寸 (L), 计算远区场强的变化, 计算结果如图 5 所示。有耗地面的参数 $\epsilon=30$, $\sigma=1e^{-2}$ 。图 6 为在导体平面尺寸 (L) 固定的情况下, 改变有耗地面的尺寸 ($D-L$), 远场的场强变化, 平面导体尺寸 $L=\lambda$, 有耗地面的参数同上。

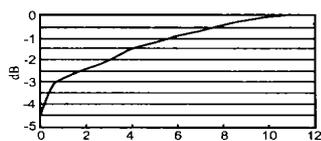


图 5 $f=12\text{MHz}$, $D=12.5\lambda$ 不变, 远区场强随导体平面尺寸 (L/λ) 的变化

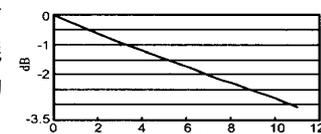


图 6 $f=12\text{MHz}$, $L=\lambda$ 不变, 远区场强随有损地面尺寸 ($(D-L)/\lambda$) 的变化

4 结论

从表 1 可以看出, 天线的输入阻抗随地面损耗的降低而减少, 这种减少是单调的。但如

果在地面上铺设圆导体板时, 天线的输入阻抗并不随导体圆板尺寸的增大而单调减小, 而是震荡式减小, 有时天线的输入阻抗会小于完全导体平面上单极天线的输入阻抗。随导体圆板尺寸的增加, 最终趋近于完全导体平面上单极天线的输入阻抗。这种现象表明, 导体圆板与介质地之间存在的突变会引起电磁波的反射使根部的电流发生变化, 而这种影响与圆导体平面的尺寸有关。另外, 由图中可以看出, 当导体圆板的尺寸等于一个波长时, 天线的输入阻抗接近于无限大理想导体平面的输入阻抗。

实际天线架设时, 往往用网格组成的地网替代完全导体平板。这时地面的等效阻抗不为零, 计算时可以利用 Frank R A^[7] 给出的公式计算地面的等效阻抗, 然后利用此方法计算天线的输入阻抗。

从图 5 可以看到, 当导体圆板小于一个波长时, 远场的场强衰减较大, 随着导体圆板尺寸的加大, 衰减量基本呈线性减小。图 6 中的曲线表明, 当导体圆板尺寸为一个波长时, 远场的衰减量随有损地面尺寸的增加而线性增加。

参考文献:

- [1] Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell equations in isotropic media [J]. IEEE Trans. AP 14(3), May, 1966: 302-307.
- [2] James G M, Gln S S. Accurate computation of the radiation from simple antennas using the finite difference time domain method [J]. IEEE Trans. on Antenna and Propagation, July 1990, 38(7): 1059-1068.
- [3] Maloney J G, Smith G S. The use of surface impedance concepts in the finite difference time domain method [J]. IEEE Trans. Electromagnetic Comput., 1992, 40(1): 38-49.
- [4] Beggs J H, Luebbers R J. Finite difference time domain implementation of surface impedance boundary condition [J]. IEEE Trans. Antenna and Propagation, 1992, 40(1): 49-52.
- [5] Karls K, Raymond J L. Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics [M]. CRC Press, Inc., 1993: 160-165.
- [6] 高本庆. 时域有限差分法 [M]. 国防工业出版社, 1995: 40-45.
- [7] Frank R A. Design of optimum buried conductor RF ground system [A]. Proceeding of the I. R. E [C], July, 1952: 846-852.

作者简介:



邓维波 男, 1961 年出生于黑龙江, 1992 年在哈尔滨工业大学获硕士学位, 现任哈尔滨工业大学教授, 主要从事天线、电磁场及电波传播等方面的研究。

刘永坦 男, 科学院和工程院院士, 主要从事雷达领域的研究。